

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-86-6

Ю.А.Музыка, Б.И.Пустыльник

ИЗУЧЕНИЕ ЭМИССИИ КЛАСТЕРОВ
ВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТАВНЫМИ ЯДРАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"
и на Рабочее совещание по ^4p -детектору
продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами
/установка "Фобос"/, Дубна, 1986 г.

1986

ВВЕДЕНИЕ

В течение ряда лет статистическая модель успешно используется для описания процесса девозбуждения составных ядер, образующихся в реакциях взаимодействия ядер с тяжелыми ионами при энергиях вплоть до ~ 10 МэВ/нуклон. Типичными каналами распада составных ядер, рассматриваемыми в статистической модели, являются либо испарение нейтронов, протонов, дейтронов, альфа-частиц, либо симметричное деление возбужденных ядер. Причем таким крайним ситуациям в статистической модели соответствуют два различных подхода. Испарительная модель основывается на формализме Вайскопфа и Эвинга^{/1/}, когда используется принцип детального равновесия и вероятность распада связана с плотностью состояний остаточных ядер и сечением захвата испускаемых частиц остаточным ядром. В то же время процесс деления ядер рассматривается в формализме Бора и Уиллера^{/2/}, где вероятность деления определяется плотностью уровней в седловой точке потенциальной энергии ядра как функции деформации, а вместо энергии частицы и сечения ее захвата стоит скорость движения системы в направлении делительной координаты ρ .

Вместе с тем известно, что в реакциях с тяжелыми ионами наблюдается большой выход заряженных частиц, который в основном связывается с прямыми реакциями или реакциями глубоконеупругих передач. Однако в последние годы детальное изучение характеристик реакций, ведущих к образованию заряженных частиц, показало, что существенная часть сечения образования заряженных частиц /в дальнейшем будем называть их кластерами/ связана с распадом долгоживущей составной системы. И, наконец, в работе^{/3/} были измерены функции возбуждения для вылета кластеров с $Z = 3 \div 11$ в реакции $Ag + {}^3He$ и экспериментально доказано, что кластеры, вылетающие в заднюю полусферу $/\theta = 120 \div 160^\circ/$, связаны с распадом возбужденных составных ядер.

Эти работы последних лет повысили интерес к теоретическому рассмотрению процесса испускания кластеров /ядер промежуточной массы между легчайшими частицами и осколками деления/. В работах^{/4,5/} был развит единый подход к механизму испускания кластеров и деления ядер, в котором основным фактором, влияющим на отношение выходов различных по массе частиц, является барьер деления на два осколка различной массы. Такой делительный подход к испусканию кластеров был довольно успешно применен для описания функций возбуждения в реакции $Ag + {}^3He$. Использовалось стандартное выражение для делительной ширины /рассматривался

только вклад деления до испарения нейтронов/

$$\Gamma_Z = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{E-B_Z} \rho_Z(E-B_Z-\epsilon) d\epsilon,$$

где $\rho(E)$ - плотность уровней составного ядра, B_Z - условная величина барьера деления, которая использовалась как подгоночный параметр, $\rho_Z(E-B_Z-\epsilon)$ - плотность уровней в седловой точке с кинетической энергией ϵ в делительном канале. Вторым подгоночным параметром было отношение параметров плотности для равновесного составного ядра и в седловой точке, т.е. отношение a_Z/A_n . В целом было получено хорошее описание экспериментальных данных, хотя имелись некоторые нерегулярные вариации параметров для каждого типа кластеров. Недавно появилась работа ^{6/}, в которой проведены расчеты барьеров деления для ядер ¹¹¹In в модели жидкой капли с учетом диффузной поверхности ядра и ограниченности области действия ядерных сил. И также получено неплохое соответствие между экспериментальными и расчетными барьерами деления. Вместе с тем альтернативным подходом к описанию процесса испускания кластеров является обычная испарительная модель. В работе ^{7/} был проведен анализ возможности испарения кластеров с $Z > 2$ из возбужденных составных ядер с большим угловым моментом.

Целью данной работы являлось выяснение возможности количественного описания имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по вылету равновесных кластеров на основе испарительной модели.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ

Расчеты проводились с помощью программы, детально описанной в работах ^{8,9/} и модифицированной для расчета сечений испарения кластеров с $Z = 3-11$ из составных ядер. Испарительные ширины для нуклонов и ядер ³⁻⁹He, ⁴⁻¹⁰Li, ⁷⁻¹¹Be, ⁹⁻¹⁴B, ¹⁰⁻¹⁶C, ¹³⁻¹⁸N, ¹⁴⁻²¹O, ¹⁷⁻²³F, ¹⁸⁻²⁵Ne, ²²⁻²⁷Na рассчитывались по формуле

$$\Gamma_\nu^{(\ell_A)}(E) \sim (2\ell_A + 1)(2S_\nu + 1)\mu_\nu \int_0^{E-E_{\min}^{(\ell)} - E_\nu} \rho_\nu(E-E_{\min}^{(\ell)} - E_\nu - \epsilon) \sigma_\nu(\epsilon) d\epsilon, \quad /1/$$

где S_ν , E_ν и μ_ν - спин, энергия связи и приведенная масса частицы ν , $\sigma_\nu(\epsilon)$ - сечение обратной реакции захвата частицы ν с энергией ϵ (для n , p сечение обратной реакции рассчитывается по оптической модели, для более тяжелых частиц - по модели резкого края с параметрами, предложенными в работе ^{10/}. Плотность уровней бралась по модели ферми-газа, в параметре плотности уровней феноменологически учитываются оболочечные эффекты ^{11/}

$$a_\nu(E^*) = (A-A_\nu) [\bar{a} - 6.3(A-A_\nu)10^{-5}] (1 + (1 - \exp(-0.054E^*)) \frac{\Delta W(A-A_\nu, Z-Z_\nu)}{E^*}), \quad /2/$$

где $\Delta W(A-A_\nu, Z-Z_\nu)$ - оболочечная поправка для остаточного ядра с равновесной деформацией. При расчете $\Gamma_\nu^{(\ell_A)}$ по формуле ^{1/} учитывались следующие факторы:

а/ Величина кулоновского барьера для вылета кластера из составного ядра может меняться в зависимости от углового момента ℓ , т.к. меняется равновесная форма остаточного ядра

$$B_\nu = \frac{e^2 Z_\nu(Z-Z_\nu)}{R_\nu + R_{A-\nu} + 1.6}, \quad /3/$$

где $R_\nu = r_0 A_\nu^{1/3}$, а $R_{A-\nu} = (A-A_\nu)^{1/3} [r_0 + \delta r]$, δr учитывает равновесную деформацию ядра-остатка, имеющего угловой момент ℓ . Величина δr рассчитывается по модели CPS ^{12/}.

б/ Энергия вращения для остаточного ядра с угловым моментом ℓ и соответствующей равновесной деформацией отличается от энергии вращения исходного составного ядра с угловым моментом ℓ_A . Поэтому для каждого канала испарения кластера необходимо переопределить тепловую энергию остаточного ядра. Для упрощения расчетов мы предполагали, что $\ell_\nu = A_\nu$ и, соответственно, $\ell = \ell_A - \ell_\nu$, $E_{\min}^{(\ell)}$ - энергия вращения равновесно деформированного ядра, рассчитываемая по модели CPS. Делительная ширина рассчитывается по формуле

$$\Gamma_f^{(\ell_A)}(E) \sim (2\ell_A + 1) \int_0^{E-E_{s.p.}(\ell_A)} \rho_f(E-E_{s.p.}(\ell) - \epsilon) d\epsilon, \quad /4/$$

где

$$E_{s.p.}(\ell_A) = E_{\min}(\ell_A) + B_f(\ell_A), \quad B_f(\ell_A) = B_f^{CPS}(\ell_A) - \Delta W^{\exp}(Z, A),$$

$B_f^{CPS}(\ell_A)$ - барьер деления ядра с угловым моментом ℓ_A , $\Delta W^{\exp}(Z, A)$ - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии, равное разности экспериментальной и жидкокапельной масс.

Окончательная формула для расчетов сечений испарения кластеров из составного ядра с учетом нескольких ступеней нейтронного испарительного каскада может быть представлена в виде

$$\sigma_\nu = \sum_{\ell=0}^{\ell_{kp}} \sigma_c^\ell \sum_{i=0}^m \frac{\Gamma_{\nu, \ell}^{(i)}}{\Gamma_{f, \ell}^{(i)} + \sum_{n,p} \Gamma_{n(p), \ell}^i + \sum_{\nu} \Gamma_{\nu, \ell}^i} \prod_{k=0}^{i-1} \frac{\Gamma_{n, \ell}^{(k)}}{\Gamma_{f, \ell}^{(k)} + \sum_{n,p} \Gamma_{n(p), \ell}^{(k)} + \sum_{\nu} \Gamma_{\nu, \ell}^{(k)}}, \quad /5/$$

где σ_c^ℓ - парциальное сечение образования составного ядра, рассчитываемое с использованием действительной части оптического потенциала ^{13/}, m - число ступеней нейтронного испарительного каскада. Расчеты проводятся для каждого ℓ с шагом по энергии возбуждения в 1 МэВ.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Были проведены расчеты сечений испарения кластеров с $Z = 3 \div 11$ из составных ядер, образующихся в реакциях $Ag + {}^3\text{He}$ при энергиях ${}^3\text{He}$ в диапазоне от 50 до 130 МэВ^{/3/}, а также в реакциях $Ag + {}^{40}\text{Ar}$, ${}^{154}\text{Sm} + {}^{40}\text{Ar}$ и ${}^{197}\text{Au} + {}^{40}\text{Ar}$ при энергии ионов ${}^{40}\text{Ar}$, равной 336 МэВ^{/14/}. Наиболее полная экспериментальная информация получена в реакции $Ag + {}^3\text{He}$, для которой измерены функции возбуждения образования равновесных кластеров в широком интервале энергий ${}^3\text{He}$. Кроме того, измерение выхода кластеров в задней полусфере позволяет выделить только равновесную компоненту, а так как для иона ${}^3\text{He}$ реакции многонуклонных передач дают малый вклад в полное сечение, то в этом случае с высокой степенью достоверности можно считать, что кластеры испускаются возбужденными составными ядрами. На рис.1 представлено сравнение результатов расчета с экспериментальными функциями возбуждения. Так же, как и в работе^{/3/}, мы для всех энергий считали $l_{кр} = 16$ /исключение сделано только для 130 МэВ, где $l_{кр} = 19/$. Отметим, что у составного ядра In , образующегося в этой реакции, угловой момент мал, поэтому несуществен учет эффектов, связанных с угловым моментом, деление также не влияет на конечные результаты. Результаты расчетов наиболее чувствительны к параметру плотности \bar{a} и к величине r_0 , входящей в формулу для кулоновского барьера взаимодействия кластеров и остаточного ядра /3/. Наилучшее согласие абсолютных величин получено при $\bar{a} = 0,11$ и $r_0 = 1,25$ Фм, других свободных параметров в расчетах не было /для ядер Be вклад от изотопа ${}^8\text{Be}$ не учитывался/.

Расчеты показали, что в выход данного Z дают сравнимый вклад несколько изотопов. На рис.2 приведен расчетный вклад различных изотопов кластеров $Z = 6$ и $Z = 10$ при энергии ${}^3\text{He}$, равной 90 МэВ. Сразу отметим, что в формуле /1/ важную роль играет фактор $(2S_V + 1)$, связанный с внутренним спином частиц, который может меняться от 1 до величин порядка $5 \div 9$ для различных изотопов. В работе^{/7/} высказывалось опасение, что введение множителя $(2S_V + 1)$ для изотопов с высоким спином может переоценить вклад этих изотопов в полный выход кластеров с данным Z , и предлагалось величину $(2S_V + 1)$ брать не больше 3. Расчеты показали, что правильный учет факторов $(2S_V + 1)$ улучшает согласие с экспериментальными функциями возбуждения. На рис.5 показан вклад различных ступеней нейтронного испарительного каскада в полный выход кластеров с $Z = 3, 5, 7$ при энергии 90 МэВ. Видно, что существенная доля сечения /~30%/ связана с вылетом кластеров после испарения нескольких нейтронов. Доля кластеров, испарившихся до вылета первого нейтрона, монотонно падает при увеличении энергии возбуждения от 50 до 130 МэВ. Более сложная ситуация возникает при анализе выхода кластеров в реакциях с ионами аргона. отождествление долгоживущей промежуточной системы, дающей вклад в выход кластеров в задней полусфере, с составным ядром

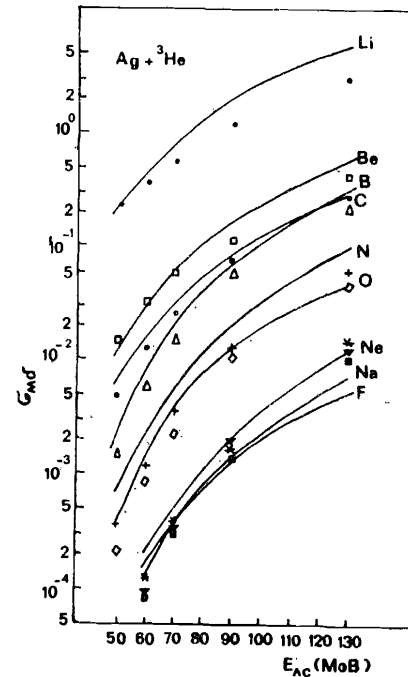
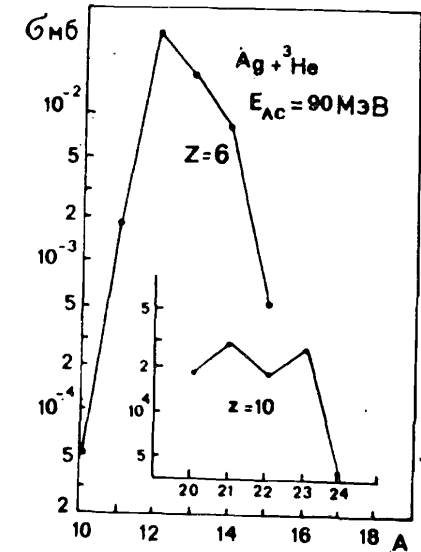


Рис.1. Зависимость полного сечения образования кластеров от энергии ионов ${}^3\text{He}$ в лабораторной системе в реакции $Ag + {}^3\text{He}$. Точки соответствуют экспериментальным данным^{/3/}, кривые – результаты расчета по испарительной модели.

Рис.2. Расчетный вклад различных изотопов в полный выход кластеров с $Z = 6$ и 10 в реакции $Ag + {}^3\text{He}$ при энергии ионов ${}^3\text{He}$, равной 90 МэВ в лабораторной системе.



является более проблематичным, чем в случае реакций с ${}^3\text{He}$, однако расчет по испарительной модели и в этом случае приводит к удовлетворительному согласию с экспериментальными данными. На рис.3 представлено сравнение результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными. Для всех реакций $l_{кр}$ бралось равным 70. Так как все составные ядра, образующиеся в этих реакциях, обладают большой делимостью, то результаты расчетов слабо зависят от выбора $l_{кр}$. Значительная равновесная деформация составного ядра, либо долгоживущей промежуточной системы, образующихся в реакциях с ионами ${}^{40}\text{Ar}$, приводит к заметному понижению кулоновского барьера для вылета кластера. Эффективно это понижение барьера можно учесть путем увеличения параметра r_0 . Расчеты показали, что наилучшее согласие с экспериментом для реакции с ${}^{40}\text{Ar}$ получается при $r_0 = 1,32$ /напомним, что для реакции с ${}^3\text{He}$ $r_0 = 1,25/$.

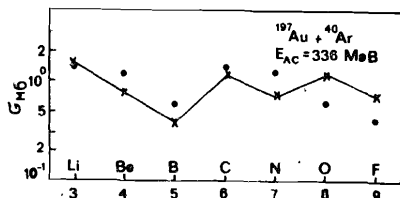
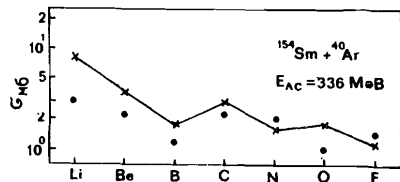
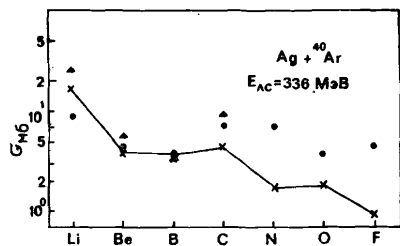


Рис.3. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета по испарительной модели. Точки соответствуют экспериментальным данным /14/ для реакций $Ag + {}^{40}Ar$, ${}^{154}Sm + {}^{40}Ar$, ${}^{197}Au + {}^{40}Ar$ при энергии ионов Ag , равной 336 МэВ, \blacktriangle соответствуют экспериментальным данным /15/ для реакции $Ag + {}^{40}Ar$ при энергии 300 МэВ, \times - результаты расчета.

Асимптотический параметр плотности был, как и ранее, взят $\tilde{a} = 0,11$. Несмотря на то, что при больших ℓ деление становится доминирующим каналом девозбуждения составного ядра, влияние углового момента на сечение образования кластеров

в реакциях с ионами Ag велико. На рис.4 для примера представлен расчетный выход кластеров с учетом изменения углового момента при вылете кластера, изменения равновесной деформации остаточного ядра, и без учета влияния этих факторов. Видно, что для больших Z кластеров разница в выходах достигает двух порядков. Необходимо, однако, отметить, что в случае более тяжелых составных ядер ($Ag + Sm$, $Ag + Au$) это различие уменьшается из-за возрастания делимости.

И, наконец, в случае реакции ${}^{197}Au + {}^{40}Ar$, при вылете кластеров с $Z > 7$ образуются остаточные ядра с большой оболочечной поправкой /ядра вблизи $N \sim 126$ /. Поэтому возрастает роль оболочечных эффектов в плотности уровней, что хорошо видно из рис.6, где даны расчеты с экспериментальной $\Delta W(A-A_\nu, Z-Z_\nu)$ и с оболочечной поправкой $\Delta W(A-A_\nu, Z-Z_\nu) = 0$. Видно, что для кластеров с $Z = 10-11$ разница между двумя вариантами расчета достигает порядка.

ВЫВОДЫ

1. В рамках статистической модели распада составного ядра проведены расчеты сечений испарения кластеров из возбужденных составных ядер, образующихся в реакциях с ионами 3He и ${}^{40}Ar$. Получено удовлетворительное согласие для сечений образования всех кластеров с $Z = 3 \div 11$ без учета вероятности образования кластеров в ядре.

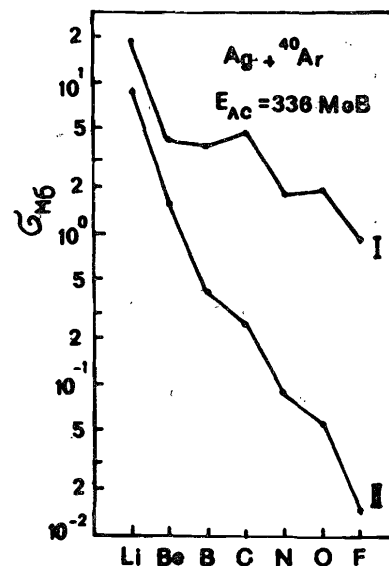


Рис.4. Результаты расчета по испарительной модели для реакции $Ag + {}^{40}Ar$. Кривая I совпадает с расчетной кривой на рис.3. Кривая II - результат расчета, в котором не учитываются эффекты, связанные с изменением углового момента при вылете кластера и изменением равновесной деформации остаточного ядра.

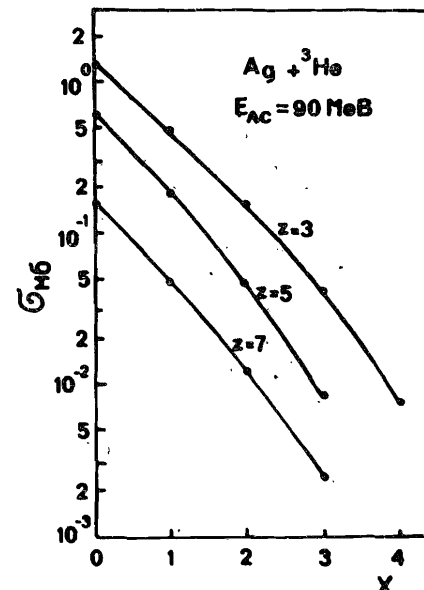


Рис.5. Расчетный вклад различных ступеней нейтронного испарительного каскада в полный выход кластеров с $Z = 3, 5, 7$ при энергии ионов 3He , равной 90 МэВ в лабораторной системе.

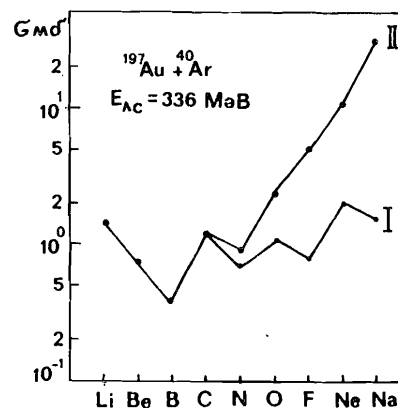


Рис.6. Результаты расчета по испарительной модели для реакции ${}^{197}Au + {}^{40}Ar$. Кривая I совпадает с расчетной кривой на рис.3. Кривая II - результат расчета, при котором величина оболочечной поправки в параметре плотности уровней $\Delta W(A-A_\nu, Z-Z_\nu) = 0$.

2. Анализ результатов показывает, что в первом приближении согласие с экспериментальными данными может быть получено в простейшем подходе, в котором правильно учитываются изменение плотности уровней в остаточных ядрах, образующихся после вылета кластеров, энергия связи и внутренний спин кластера, а также зависимость величины кулоновского барьера взаимодействия от Z кластера. Для лучшего воспроизведения экспериментальных результатов необходимо учитывать в расчетах возможность эмиссии кластеров после испарения одного или нескольких нейтронов. Наконец, довольно сильное влияние на результаты расчета оказывает учет оболочечных эффектов в параметре плотности уровней остаточных ядер и коллективных эффектов, связанных с изменением равновесной деформации и углового момента в остаточных ядрах.

3. Все перечисленные факторы не требуют обязательного существования классического составного ядра, и расчеты могут быть применены к долгоживущим промежуточным системам, образуемым в процессе столкновения сложных ядер.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флеорову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за стимулирующий интерес к работе. Мы признательны В.В.Волкову и Ю.Э.Пенионжкевичу за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weisskopf V.F., Ewing D.N. Phys.Rev., 1940, 57, p.472.
2. Bohr N., Weeller J.A. Phys.Rev., 1939, 56, p.426.
3. McMahan M.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.1995.
4. Moretto L.G. Nucl.Phys., 1975, A247, p.211.
5. Poenaru D.N. et al. J.Phys., 1979, 65, p.L169.
6. Sierk A.J. Report No.LA-UR-85-1660.
6. Blann M., Komoto M.M. Phys.Rev., 1982, C24, p.426.
7. Бейзин С.Д. и др. ЯФ, 1983, 37, с.809.
8. Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 14-21 апреля 1983 г. Труды конференции. ОИЯИ, ДЗ-83-644, Дубна, 1983, с.420.
10. Blann M. Phys.Rev., 1980, C21, p.1770.
11. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1975, 21, с.485.
12. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.S. Ann.Phys., 1974, 82, p.557.
13. Бейзин С.Д. и др. ОИЯИ, P7-12802, Дубна, 1979.
14. Vaz L.C. et al. Z.Phys., 1983, A311, p.89.
15. Artukh A.G. et al. Z.Phys., 1981, A303, p.41.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1986 года.

Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И.

P7-86-6

Изучение эмиссии кластеров возбужденными составными ядрами

На основе испарительной модели проведены расчеты сечений образования кластеров при распаде возбужденных составных ядер с $Z = 49, 65, 80, 97$, образующихся в реакциях $Ag + {}^3He$ в диапазоне энергий ионов 3He от 50 до 130 МэВ и в реакциях взаимодействия ионов ${}^{40}Ar$ с ядрами $Ag, {}^{154}Sm$ и ${}^{197}Au$ при энергии ионов аргона, равной 336 МэВ. Детально проанализировано влияние различных факторов (оболочечных эффектов в плотности уровней, изменения углового момента и равновесной деформации при испускании кластера и т.д.) на сечение вылета кластеров. Получено хорошее согласие результатов расчета и экспериментальных данных без привлечения дополнительных факторов, связанных с вероятностью образования кластеров в составных ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.В.Пашкевич

Muzychka Yu.A., Pustynnik B.I.

P7-86-6

Study of Cluster Emission by Excited Compound Nuclei

On the basis of the evaporation model calculations have been done for the cross sections of cluster formation in the decay of excited compound nuclei with $Z = 49, 65, 80$ and 97 formed in the reactions $Ag + {}^3He$ in the 3He ion energy range between 50 and 130 MeV and in the reactions ${}^{40}Ar + Ag, {}^{40}Ar + {}^{154}Sm$ and ${}^{40}Ar + {}^{197}Au$ at an ${}^{40}Ar$ ion energy of 336 MeV. The influence of various factors (shell effects in the level density, changes in the angular momentum and in the equilibrium deformation in cluster emission, etc) on the cluster emission cross section has been considered in detail. Good agreement between the calculated results and experimental data has been obtained without using the additional factors associated with the probability of cluster formation in compound nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986